

магнитного поля, как показано на рис. 4. Заметим, что магнитное поле, равное 300 Э, что много меньше, чем  $H_c$  гранулы, превышает типичный масштаб поля для флуктуаций кондактанса (несколько десятков эрстед, как видно из рис. 3). Такое поле, действительно может изменить интерференционную картину и привести к совершенно иному виду флуктуаций как для  $H = 300$  Э, так и для  $H = -300$  Э.

## 5. Заключение

В заключение следует отметить, что исследованы электрические транспортные свойства мезоскопических гранулированных сверхпроводников. Изучение этих малых структур позволяет сконцентрировать внимание на эффектах фазовых флуктуаций в гранулированных системах. Наблюдались отдельные стадии разрушения сверхпроводимости вследствие потери синхронизации фаз между гранулами, а также проявления интерференции сверхпроводящих волновых функций в неупорядоченной пленке.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность за плодотворные дискуссии С.И. Эпплбауму, Р.П. Барберу, А.В. Херцогу, М. Поллаку и П. Сянг (P. Xiong). Работа выполнена при финансовой поддержке AFOSR, грант № f49620-92-j-0070.

## Список литературы

1. Valles J M, Jr, Dynes R C, Garno J P *Phys. Rev. Lett.* **69** 3567 (1992)
2. Valles J M, Jr, Dynes R C *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **195** 375 (1990) and references therein; White A E, Dynes R C, Garno J P *Phys. Rev. B* **33** 3549 (1986); Dynes R C et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 2437 (1984)
3. Herzog A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 668 (1996); Herzog A V, Xiong P, Dynes R C (to be published)
4. Washburn S, Webb S A *Adv. Physics* **35** 375 (1986); Al'tshuler B L, Lee P A *Physics Today* 36 (Dec. 1988); Webb R A, Washburn S *Physics Today* 4 (Dec. 1988)

## Низкотемпературное сопротивление недодопированных купратов

А.Н. Лавров, В.Ф. Гантмахер

В высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) купратах металлическое состояние можно получить в результате электронного или дырочного допирования исходного антиферромагнитного диэлектрика. Природа этого превращения металл – диэлектрик не понята в полной мере, главным образом, из-за сильных электронных корреляций, которые кардинально усложняют картину нормального состояния [1, 2]. Очевидно, что электронные корреляции играют доминирующую роль в "недодопированных" исходных соединениях, переводя эти системы в диэлектрическое состояние. Когда допирование возрастает и система значительно отклоняется от половинного заполнения, важность электронных корреляций уменьшается, и поведение купратов, как принято считать, приближается к ферми-жидкостному в так называемом "передопированном" диапазоне. Однако, несмотря на интенсивные исследования сильно коррелированных систем в последние 10 лет, до сих пор еще нет согласия по вопросу о том, что представляют собой купраты при промежуточном допировании, когда в них

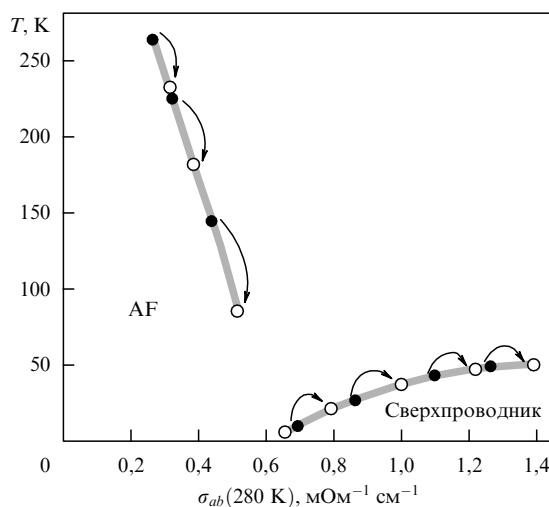
возникает ВТСП. Основной проблемой здесь является то, что пока еще мало известно о купратах в нормальном состоянии, так как сверхпроводимость маскирует свойства нормального состояния на существенной части фазовой диаграммы.

В недавних экспериментах Андо, Бобингера и др. [3, 4] с монокристаллами  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , в которых для подавления сверхпроводимости использовались магнитные поля до 61 Тл, измерения сопротивления нормального состояния были продолжены в область низких температур для целого интервала концентраций дырок. Эти измерения выявили достаточно необычное поведение соответствующего нормального состояния. Для всех недодопированных составов ( $x < 0,16$ ) изменение сопротивления как в плоскости ( $a, b$ ), так и перпендикулярно плоскости ( $a, b$ ) при низких температурах было интерпретировано как логарифмический рост независимо от того, повышается или понижается сопротивление при высоких температурах [3, 4]. Этот логарифмический рост сопротивления рассматривался как доказательство диэлектрического поведения, и предполагалось, что кроссовер диэлектрик – металл имеет место далеко в сверхпроводящей области, где-то вблизи оптимального допирования. Если бы расходимость низкотемпературного сопротивления вида  $\log T$  была неотъемлемым свойством ВТСП купратов, это указывало бы на общую особенность, связанную с сильными электронными корреляциями и означающую нефермижидкостное поведение электронной системы [5]. Однако аналогичные исследования, выполненные на кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_y$ , [6], показали, что  $\rho_{ab}$  при низкой  $T$  может быть как независимым от температуры, так и логарифмически расходящимся, в зависимости от чистоты образца.

Возможно также, что необычное поведение сопротивления вида  $\log T$ , наблюдавшееся в работах [3, 4], может быть связано с воздействием именно сильного магнитного поля, а не со свойствами нормального состояния, лежащего в основе ВТСП. Сильные магнитные поля вполне могут вызывать локализацию носителей [7]. Более того, ВТСП купраты обладают сильно анизотропными электронными транспортными свойствами, тогда как влияние магнитного поля на двумерный 2D-сверхпроводник является весьма специфическим, что приводит к принципиально иному фазовому переходу в диэлектрическое бозе-состояние с локализованными электронными парами и индуцированными полем бозе-конденсированными вихрями [8, 9]. Таким образом, может оказаться, что при измерении сопротивления купратов в магнитном поле, экспериментатор столкнется с особыми свойствами Бозе-диэлектрика [9].

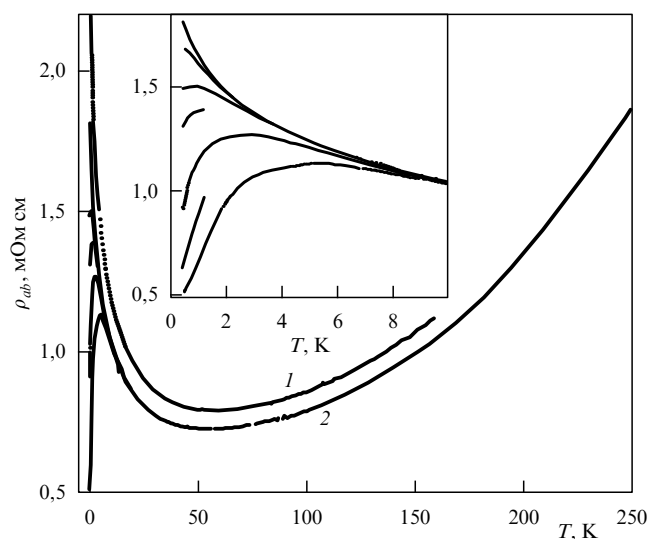
Можно надеяться прояснить ситуацию, измеряя сопротивление на границе сверхпроводящей области и сравнивая зависимости, полученные в магнитном поле, с поведением истинно нормального состояния. Более того, именно в сильно недодопированной области могут ожидать наиболее выраженные отклонения поведения купратов от поведения обычных материалов. Система  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $R = \text{Y}$  или редкоземельный элемент) является привлекательным объектом для такого исследования, поскольку в ней можно легко варьировать дырочную концентрацию путем изменения содержания кислорода  $x$  или степени разупорядочения кислорода в цепочках (см. работы [10–12] и ссылки в них). Часть фазовой диаграммы  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  в окрестности превра-

щения сверхпроводник–несверхпроводник (SC–NSC) представлена на рис. 1 как функция проводимости в плоскости  $\sigma_{ab}$  (280 K), которая, по-видимому, приблизительно пропорциональна плотности носителей в плоскостях  $\text{CuO}_2$  (см. детали в работе [12]). На рисунке 1 разными кружками обозначены температуры антиферромагнитного и сверхпроводящего переходов  $T_N$  и  $T_c$ , измеренные в одном и том же кристалле с различным содержанием кислорода (каждая пара темный кружок – светлый кружок соответствует определенному значению  $x$ ). Темными кружками показано "закаленное" состояние кристалла, кислородная подсистема которого разупорядочена с помощью быстрого охлаждения со  $120–140^\circ\text{C}$ , светлыми — "состаренное" состояние, полученное путем выдерживания при комнатной температуре в течение 5 дней, а стрелками проиллюстрирована эволюция состояния кристалла с упорядочением кислорода. Видно, что очень простая процедура старения дает возможность изменять плотность носителей в плоскостях  $\text{CuO}_2$  в пределах 20 % без изменения стехиометрии [10, 12]. Таким образом, если изменение содержания кислорода позволяет выполнять ступенчатое сканирование фазовой диаграммы, то явление перегруппировки кислорода добавляет к этому уникальную возможность непрерывно варьировать плотность дырок и целенаправленно и постепенно перестраивать свойства образца во всем интервале дырочных концентраций.



**Рис. 1.** Схема, иллюстрирующая фазовую диаграмму  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  как функцию проводимости в плоскости  $\sigma_{ab}$  (280 K) и влияние упорядочения кислорода на состояние образца. Темными кружками показаны  $T_N$  и  $T_c$  для образцов, закаленных в жидком азоте (разные кружки соответствуют различному содержанию кислорода  $x$ ), светлыми кружками показаны температуры перехода, измеренные после старения при комнатной температуре.

Нами было приготовлено несколько кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  с  $x \approx 0,37$ , т.е. вблизи границы сверхпроводящей области, и были измерены их сопротивление и магнитосопротивление в процессе постепенного прохождения через NSC–SC переход, которое осуществлялось посредством старения кристалла при комнатной температуре [13]. Температурная зависимость сопротивления в плоскости  $\rho_{ab}$ , полученная для "состаренного" и "закаленного" состояний одного из кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ , представлена на рис. 2. Для обоих состояний при

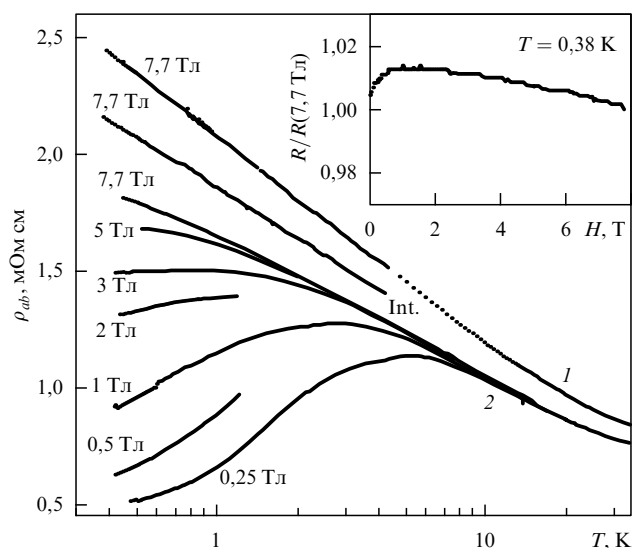


**Рис. 2.** Температурная зависимость сопротивления в плоскости  $\rho_{ab}$ , полученная для монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $x \approx 0,37$ ) в "закаленном" (1) и "состаренном" (2) состояниях. Для "закаленного" состояния кривые, измеренные при магнитных полях  $H = 0$  и  $H = 7,7$  Тл, почти неразличимы на этом графике. Для "состаренного" состояния представлен ряд кривых, измеренных в различных магнитных полях  $H || c$ :  $H = 0,25; 0,5; 1; 2; 3; 5; 7,7$  Тл соответственно. На вставке показана область низких температур в увеличенном масштабе.

понижении температуры сопротивление проходит через минимум. В состоянии равновесия при комнатной температуре, в "состаренном" состоянии, рост сопротивления при низких температурах прерывается SC переходом, тогда как в "закаленном" состоянии на кривой  $\rho(T)$  не наблюдалось никаких признаков сверхпроводящего перехода вплоть до самых низких температур. Отметим, что эти состояния кристалла отличаются только плотностью дырок в плоскостях  $\text{CuO}_2$ . Вследствие низкой  $T_c$  сверхпроводящий переход в "состаренном" кристалле может быть практически полностью подавлен имеющимся магнитным полем  $H || c$ ; вызванный магнитным полем переход SC–NSC проиллюстрирован на вставке.

Подъем сопротивления при низких температурах указывает на то, что NSC-состояние, возможно, соответствует диэлектрику. В самом деле, кристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  сильно анизотропны и, по-видимому, могут рассматриваться как стопка весьма слабо связанных проводящих плоскостей. Поэтому было бы не удивительно, если бы они вели себя как диэлектрик, поскольку, согласно скейлинговой теории перехода металл–диэлектрик [14], в 2D системах, сколь бы слабым ни был беспорядок, не существует истинного металлического поведения, и при нулевой температуре система должна стать диэлектриком. Нам, однако, не удалось аппроксимировать данные по  $\rho_{ab}(T)$  для всех кристаллических состояний ни экспоненциальным ( $\rho = \alpha \exp[(\beta/T)^k]$ ), ни степенным ( $\rho = \alpha + (\beta/T)^k$ ) законами. В то же время, как видно из рис. 3, аппроксимация логарифмическим законом  $\rho_{ab} = \alpha + \beta \log T$  является достаточно хорошей. Изменение сопротивления закаленного и промежуточного состояний тоже можно интерпретировать как логарифмический рост при уменьшении температуры  $T$  в диапазоне почти в два порядка. Можно было бы предположить, что состояние, которое достигается посредством закаливания, также представляет

собой диэлектрическое бозе-стекло, где электронные пары локализируются беспорядком [8, 9], однако очень малое магнетосопротивление (вставка на рис. 3) доказывает, что это не так и что вместо этого наблюдается сопротивление истинного нормального состояния. Основной полученный результат заключается в том, что очень похожее поведение сопротивления характерно как для несверхпроводящего состояния, так и для соответствующего нормального состояния в SC области. Логарифмический рост сопротивления в нулевом поле означает, что роль магнитного поля заключается только в том, что оно позволяет наблюдать исходное нормальное состояние. Можно видеть, что при возрастании магнитного поля кривые сопротивления для "состаренного" состояния шаг за шагом приближаются к сопротивлению нормального состояния. Это поведение скорее напоминает подавление сверхпроводимости верхним критическим полем в обычных 3D-системах, чем картину 2D-SC-I перехода (I — изолятор), которая предлагалась для описания системы YBCO [9].



**Рис. 3.** Графики зависимости сопротивления от логарифма температуры для различных состояний образца. На графике указаны значения приложенного магнитного поля. На вставке представлена нормированная зависимость сопротивления от магнитного поля, полученная при  $T = 0,38$  К для "закаленного" состояния.

Таким образом, логарифмическая зависимость сопротивления (если она действительно имеет место) оказывается достаточно общим свойством недодопированных купратов [13, 15], но его природа остается неясной. Удельное сопротивление на одну  $\text{CuO}_2$ -плоскость имеет значения порядка универсального квантового сопротивления  $h/4e^2$ , что означает, что слабая 2D-локализация [14] и эффекты взаимодействия [16], по-видимому, имеют важное значение и могут давать логарифмическую поправку к проводимости при не очень низких температурах. Однако эта поправка должна быть мала, в то время, как при более низких температурах должен происходить кроссовер от логарифмического к экспоненциальному поведению. В случае кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  [13], а также  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [3, 4], вклад  $\log T$ , очевидно является доминирующим, а не

просто вносит некоторую поправку. Точно такое же поведение наблюдалось в работах [3, 4].

Один из наиболее важных вопросов: являются наблюдаемые подъемы сопротивления свойством, присущим чистой системе вследствие электронных корреляций, или они являются проявлением примесных эффектов? А в последнем случае — коррелирует ли исчезновение сверхпроводимости с сопротивлением нормального состояния, и происходит ли оно при некотором универсальном значении сопротивления? Сравнение данных, полученных для нескольких кристаллов YBCO, находящихся точно на границе сверхпроводящей области, показало, что низкотемпературная проводимость не равняется универсальному значению, а изменяется в довольно широком диапазоне, например, при  $T = 1$  К  $\sigma_{ab} = 500\text{--}2700$   $\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , причем для более чистых кристаллов она выше. Сравним эти значения с более низкой проводимостью нормального состояния  $\sigma_{ab}(1\text{ К}) \approx 300$   $\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  кристалла  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  с  $x \approx 0,08$ , который еще является сверхпроводящим с  $T_c$  около 20 К [1]. Этот разброс значений указывает на решающую роль примесей и беспорядка в низкотемпературном сопротивлении и означает, что чистая система может быть металлической без какого-либо подъема сопротивления при  $T \rightarrow 0$ . Это предположение хорошо коррелирует с наблюдением как температурно-независимого, так и расходящегося сопротивления в кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_y$ , имеющих, очевидно, тот же самый уровень допирования [6].

Отметим, что неуниверсальное сопротивление на границе SC–NSC противоречит картине 2D-SC–I перехода, который должен определяться значением сопротивления слоя и происходить при универсальном пороговом значении около  $h/4e^2$ . Действительно, не вполне ясно, до какой степени теория 2D-электронных систем применима к массивным, хотя и сильно анизотропным, кристаллам, и представляется вероятным, что роль межплоскостных взаимодействий в анизотропной системе будет возрастать по мере приближения к точке локализации. В этом случае рассмотрение купратов как анизотропных 3D-систем может оказаться более адекватным. Свидетельства в пользу анизотропного 3D-транспорта в недодопированных купратах были получены из сравнения сопротивления в плоскости и перпендикулярно плоскости в кристаллах  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [3, 4] и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  [13], температурные зависимости которых при низких  $T$  оказались, несмотря на очень сильную анизотропию, очень похожими.

Для 3D-систем в близкой окрестности перехода металл–диэлектрик следует ожидать, что проводимость описывается степенным законом [14, 17]:  $\sigma = \alpha + \beta T^n$ ,  $n = 1/2$  или  $1/3$ , где параметр  $\sigma_0$  изменяет знак в точке перехода. Данные из рис. 3 в более привычном для 3D-систем виде (как  $\sigma$  от  $T^{1/2}$ ) представлены на рис. 4. Из рисунка видно, что такое представление также является правдоподобным, хотя показатель  $n$  несколько меньше  $1/2$ . На вставке продемонстрировано, что  $\sigma(T)$  может быть хорошо описана степенным законом без систематических отклонений в температурном диапазоне около двух порядков. Видно, что изменения плотности носителей, обусловленные перегруппировкой кислорода, приводят к параллельному сдвигу кривых в сторону более низких значений проводимости, т.е. в основном меняется значения параметра  $\alpha$ . Отметим, что для всех состояний

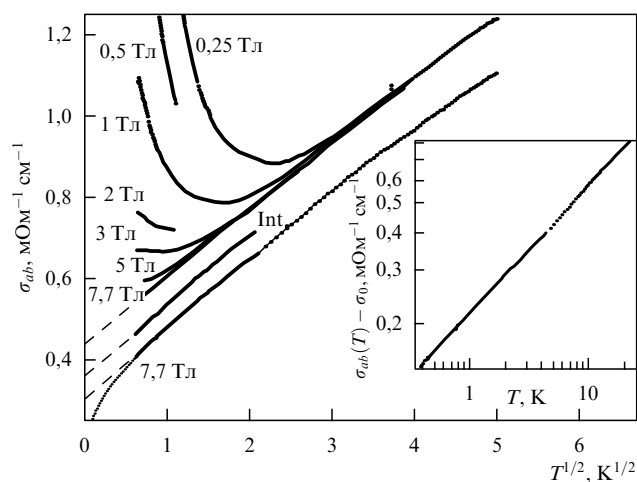


Рис. 4. Графики проводимости  $\sigma_{ab} = 1/\rho_{ab}$  в зависимости от  $T^{1/2}$ . Пунктирной линией для сравнения показана наилучшая логарифмическая аппроксимация  $\rho_{ab} = A + B \log T$  для "закаленного" состояния. Вставка: температурная зависимость проводимости в двойном логарифмическом масштабе.

образца линейные экстраполяции к нулевой температуре (штриховые линии на рис. 4) дают высокие уровни проводимости 300–400 Ом<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup> (для другого несверхпроводящего кристалла  $\alpha$  даже превышает 2000 Ом<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup>). Таким образом, если принять анизотропную 3D-модель, напрашивается вывод, что нормальное состояние YBCO является металлическим по обе стороны перехода SC–NSC.

В то время, как едва ли можно сделать обоснованный выбор между логарифмическим и степенным представлением на рис. 3 и 4, это становится возможным по мере дальнейшего смещения системы к диэлектрическому состоянию. Такой анализ, выполненный в работе [13] для  $\rho_c$ , показал, что проводимость продолжает следовать степенному закону с  $\alpha \rightarrow 0$ , но не соответствует более альтернативному логарифмическому представлению.

Следовательно, описание нормального состояния в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>6+x</sub> как состояния 3D-системы вблизи перехода металл–диэлектрик представляется более предпочтительным, а проводимость в близкой окрестности перехода М–И можно описать скейлинговой температурной зависимостью. Предполагается, что нормальное состояние, лежащее в основе сверхпроводимости, является металлическим, а переход М–И расположен на фазовой диаграмме на некотором расстоянии от SC области. Очевидно, что дальнейшие исследования очень желательны, и тот факт, что, по-видимому, нормальное состояние точно то же самое по обе стороны фазовой границы SC–NSC, достойно особого внимания, поскольку оно позволяет исследовать проблему, не усложненную сверхпроводимостью.

А.Н. Лавров выражает глубокую благодарность за гостеприимство Институту физики твердого тела, где была, в основном, выполнена эта работа.

## Список литературы

1. Dagotto E *Rev. Mod. Phys.* **66** 763 (1994)
2. Brenig W *Phys. Rep.* **251** 153 (1995)

3. Ando Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4662 (1995)
4. Boeinger G S et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 5417 (1996)
5. Varma C M, preprint cond-mat/9703122
6. Ando Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 2065 (1996)
7. Malinowski A et al., preprint cond-mat/9705138
8. Fisher M P A *Phys. Rev. Lett.* **65** 923 (1990)
9. Seidler G T, Rosenbaum T F, Veal B W *Phys. Rev. B* **45** 10162 (1992)
10. Veal B W et al. *Phys. Rev. B* **42** 6305 (1990)
11. Lavrov A N, Kozeeva L P *Physica C* **248** 365 (1995)
12. Lavrov A N, Kozeeva L P *Physica C* **253** 313 (1995)
13. Гантмахер В Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 834 (1997) [*JETP Lett.* **65** 870 (1997)]
14. Abrahams E et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 673 (1979)
15. Гантмахер В Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 475 (1997) [*JETP Lett.* **65** 502 (1997)]
16. Altshuler B L et al. *Phys. Rev. Lett.* **44** 1288 (1980)
17. Imry Y J. *Appl. Phys.* **52** 1817 (1981)

## Квантовые флуктуации и диссипация в тонких сверхпроводящих проволоках

А.Д. Заикин, Д.С. Голубев,  
А. ван Оттерло, Г.Т. Зимани

### 1. Введение

Хорошо известно, что флуктуации размывают дальний порядок в сверхпроводниках низкой размерности [1]. Означает ли это, что сопротивление таких сверхпроводников всегда остается конечным (или даже бесконечным), или оно может при определенных условиях снижаться до нуля? Имеется много информации о поведении двумерных (2D) сверхпроводящих пленок, физические свойства которых определяются главным образом фазовым переходом Костерлица–Таулеса–Березинского (КТБ) [2]. В квазиодномерных сверхпроводящих проволоках ниже критической температуры  $T_c$ , определяемой приближением среднего поля, причиной ненулевого сопротивления могут быть термически активированные проскальзывания фазы (ТАПФ) [3]. Этот эффект имеет практическое значение при температурах вблизи  $T_c$ , где теоретические предсказания были подтверждены экспериментально [4]. Однако при понижении температуры число ТАПФ экспоненциально уменьшается, и при  $T$ , не очень близких к  $T_c$ , теория не предсказывает конечного сопротивления [3]. Тем не менее в экспериментах Джордано [5] ясно показано, что при температурах существенно ниже  $T_c$  сопротивление сверхтонких сверхпроводящих проволок имеет конечное значение. Недавно в экспериментах других авторов [6] для тонких квазиодномерных проволок были обнаружены значительные отклонения от поведения, предсказываемого в модели ТАПФ.

Естественно объяснить эти экспериментальные наблюдения влиянием квантовых флуктуаций, которые приводят к квантовым проскальзываниям фазы (КПФ) в 1D-сверхпроводящих проволоках. Однако оказалось, что первые оценки скорости туннелирования КПФ, полученные в рамках моделей на основе зависящей от времени теории Гинзбурга–Ландау (ВЗГЛ) [7, 8], дают значения, которые слишком малы для того, чтобы объяснить результаты экспериментов [5] (см. детали в работе [9]).

Авторы настоящей работы недавно [9] развили микроскопическую теорию, описывающую явление